Emission von Singulett-Deuteronen bei der Reaktion $^{10}B(\tau,np)^{11}C$

Inauguraldissertation
zur Erlangung der Doktorwürde

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Freien Universität Berlin

vorgelegt von

Heinrich Homeyer
aus Unna

- März 1970 -

1. Gutachter: Prof. Dr. K. H. Lindenberger

2. Gutachter: Priv. Doz. Dr. R. Lipperheide

Tag der mündlichen Prüfung: 25. Mai 1970

Tag der Promotion: 14. AUG. 1970

Emission von Singulett-Deuteronen bei der Reaktion $^{10}B(\tau,np)^{11}C$

Inauguraldissertation
zur Erlangung der Doktorwürde

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Freien Universität Berlin

vorgelegt von

Heinrich Homeyer
aus Unna

- März 1970 -

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Inhaltsübersicht

		Seite
1.	Zusammenfassung	3
2.	Einleitung	4
3.	Kinematik von Reaktionen mit drei Teilchen im Endzustand	6
4.	Reaktionsmechanismen	9
	4.1. Allgemeine Bemerkungen	9
	4.2. Singulett-Deuteron Problematik	11
5.	Meßapparatur	14
6.	Messungen	17
	6.1. Identifikation des Singulett-Deuterons	17
	6.2. Messung der Winkelverteilungen $^{10}B(\tau,\gamma)^{11}C$, $^{10}B(\tau,d)^{11}C$ und der elastischen Streuung $^{10}B(\tau,\tau)^{10}B$	22
7.	Auswertung und Analyse	23
	7.1. Die elastische Streuung $^{10}B(\tau,\tau)^{10}B$	23
	7.2. Die Reaktion $^{10}B(\tau,d)^{11}C$	24
	7.3. Die Reaktion $^{10}B(\tau,\gamma)^{11}C$	26
	7.4. Absolutnormierung	33
8.	Diskussion	35
	Literaturverzeichnis	38

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548902_0018

1. Zusammenfassung

In einem Koinzidenzexperiment wurden Energie- und Winkelkorrelationen von Neutronen und Protonen bei Beschuß von ^{10}B mit τ-Teilchen der Energie von 8,10 und 11 MeV gemessen.

Außer sequentiellen Prozessen wurden kontinuierliche Energieverteilungen beobachtet, die ein ausgeprägtes Maximum bei verschwindender Relativenergie zwischen Neutronen und Protonen zeigten. Ihre Form konnte sehr gut durch eine Rechnung wiedergegeben werden, die Endzustandswechselwirkung in der effective range-Näherung berücksichtigte. Da für kleine Relativenergien im Neutron-Proton-System die Singulett-Wechselwirkung den weitaus größten Beitrag liefert, wird das Auftreten von Neutron-Proton-Paaren kleiner Relativenergie bei antiparallelem Spin im Ausgangskanal einer Kernreaktion auch als Emission von "Singulett-Deuteronen", "d*", bezeichnet.

Bei E_τ = 11 MeV wurde die Abhängigkeit der Maxima vom gemeinsamen Emissionswinkel beider Teilchen relativ zur Einschußrichtung gemessen und mit der Winkelverteilung der analogen (τ,d)-Reaktion bei gleicher Einschußenergie verglichen. Die ähnliche Struktur beider Verteilungen ließ vermuten, daß der Erzeugungsmechanismus der Singulett-Deuteronen - analog zum realen Deuteron der (τ,d)-Reaktion - der Stripping-Prozeß ist. Unter der Annahme, daß sich das Singulett-Deuteron verhält wie ein einzelnes Teilchen, konnte diese Vermutung durch eine DWBA-Analyse der (τ,d*)-Reaktion gestützt werden.

Es konnte gezeigt werden, daß eine Abschätzung des für die (τ,np)-Reaktion theoretisch erwarteten absoluten Wirkungsquerschnitts unter Verwendung einer Rechnung von Huby (Hub 67) für die (p,pn)-Reaktion im Einklang steht mit den hier gewonnenen experimentellen Ergebnissen.

2. Einleitung

Kernreaktionen mit drei auslaufenden Teilchen werden oft durch die Wechselwirkung von je zweien bestimmt (Die 68). Solche "Endzustandswechselwirkung" wird beschrieben durch die Streumatrix S(k) für die Streuung zweier freier Teilchen mit Relativimpuls k und können klassifiziert werden nach der Lage der Pole dieser S-Matrix (Nus 59).

Bekannte Beispiele sind die durch einen komplexen Pol charakterisierten Resonanzzustände, die bei positiver Relativenergie mit einer endlichen Breite auftreten. Wegen der endlichen Lebensdauer solcher Zwischenzustände bezeichnet man einen derartigen Reaktionsverlauf als sequentiell.

Eine andere Klasse von Endzustandswechselwirkungen, die wachsendes theoretisches Interesse finden, sind charakterisiert durch Pole auf der imaginären k-Achse, denen negative Energien entsprechen. Liegt der Pol auf der positiven Halbachse, so ist ihm ein gebundener Zustand bei der Energie - const . k^2 zugeordnet; liegt er auf der negativen Halbachse, so entspricht ihm ein "virtueller Zustand" bei der entsprechenden Energie. Bei beiden Lagen des Pols bewirkt die Wechselwirkung einen Anstieg des Wirkungsquerschnitts bei kleinen oder verschwindenden Relativenergien der Teilchen. Beispiele hierfür sind die Systeme zweier Nukleonen im Spin-Singulett-Zustand. Speziell das Neutron-Proton-System wird in Analogie zum realen Spin-Triplett-Zustand des Deuterons als Singulett-Deuteron (^1d) bezeichnet, als ein System mit dem Spin S = 0 und dem Isospin T = 1.

Ist bei einer Reaktion mit Deuteronen im Endzustand auch Emission von Singulett-Deuteronen möglich, so kann man als erste Näherung versuchen, letztere Reaktion mit einem ähnlichen theoretischen Formalismus zu behandeln, wie er für die analoge Reaktion mit Deuteronen im Ausgangskanal üblich ist.

Für Reaktionen, bei denen ein Teilchen übertragen wird, steht hier der Formalismus der DWBA-Theorie zu Verfügung. Eine Anwendung dieser Theorie auf Transferreaktionen mit Singulett-Deuteronen im Ausgangskanal wurde von verschiedenen Autoren diskutiert, mit besonderem Hinweis auf τ-induzierte Reaktionen (Cok 66, HenL 67, BowG 68).Insbesondere wurde darauf hingewiesen, daß der Vergleich der Emission von Singulett- und Triplett-Deuteronen einen tieferen Einblick in den Mechanismus der Stripping-Reaktionen gewinnen läßt, da er unter Umständen ein empfindlicherer Test der Theorie ist als die Messung nur einer Reaktion. Man sollte wertvolle Aufschlüsse über Effekte des Isospins im Reaktionsmechanismus und in der Struktur der Endkerne erhalten. Von besonderem Interesse wäre die Bevölkerung von Zuständen mit T = 3/2 von einem T = 0 Targetkern, die mit der (τ,d)-Reaktion nicht erreicht werden kann.

Experimentelle Beweise dafür, daß derartige Prozesse überhaupt auftreten, sind bisher jedoch kaum erbracht worden. Lediglich Cohen et al. (CohM 69) beobachteten (p,pn)-Reaktionen an verschiedenen Kernen, die sie als (p,$\vec{t}$)-Reaktionen interpretierten. Die DWBA-Analyse dieser Messungen von Kolltweit und Nagatani (KolN 68) zeigt noch Abweichungen bis zu einem Faktor 2 zwischen Theorie und Experiment. Diese Diskrepanzen sind aber zumindest teilweise durch experimentelle Unsicherheiten bedingt.

In dieser Arbeit soll die (τ,$\vec{t}$)-Reaktion am ^{10}B untersucht und mit der (τ,d)-Reaktion am gleichen Kern verglichen werden. Das Experiment soll zeigen, ob die Annahme einer Strippingreaktion gerechtfertigt ist und ob eine Analyse mit der DWBA-Theorie ähnlich wie im Falle der (p,$\vec{t}$)-Reaktion möglich ist.

3. Kinematik von Reaktionen mit drei Teilchen im Endzustand

Die Kinematik von Reaktionen mit drei Teilchen im Endzustand ist in der Literatur (Ols 65, Die 68, Ku 68) bereits ausführlich behandelt worden. Deshalb sei hier eine kurze Zusammenfassung der für diese Messung wesentlichen Ergebnisse und Formeln erlaubt.

Die Kinematik der Reaktion $p + T \rightarrow 1 + 2 + 3$ wird beschrieben durch die jeweils drei Impulskoordinaten der drei Teilchen im Endzustand, d. h. man hat neun kinematische Variablen.

Energie- und Impulssatz liefern vier unabhängige Gleichungen zwischen diesen Größen:

$$\frac{p_p^2}{2m_p} + \frac{p_T^2}{2m_T} + Q = \frac{p_1^2}{2m_1} + \frac{p_2^2}{2m_2} + \frac{p_3^2}{2m_3} \qquad (1)$$

$$\vec{p}_p + \vec{p}_T = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \vec{p}_3 \qquad (2)$$

$\vec{p}_T$, $\vec{p}_p$, m_T, m_p Impuls bzw. Masse des Targetkerns bzw. Projektils

$\vec{p}_i$, m_i $(i = 1..3)$ Impuls und Masse der drei Teilchen im Endzustand.

Im Laborsystem ist $\vec{p}_T = 0$; $\vec{p}_p$ und Q seien bekannt. Es bleiben dann fünf unabhängige Variablen,die im Experiment bestimmt werden müssen. Daraus folgt, daß zwei der drei Teilchen gleichzeitig nachzuweisen sind. Die Aufstellung der Detektoren für die beiden Teilchen legt vier Variablen, nämlich je zwei Winkelkoordinaten fest.

Löst man die Gleichung (2) nach p_3 auf und setzt das Ergebnis in (1) ein, so erhält man für feste Winkel Θ_1, ϕ_1, Θ_2, ϕ_2 eine Beziehung zwischen E_1 und E_2:

$$m_3Q+E_p(m_3-m_p) = (m_1+m_3)E_1+(m_2+m_3)E_2 - 2(m_pm_1E_pE_1)^{1/2}\cos\theta_1-2(m_pm_2E_pE_2)^{1/2}\cos\theta_2 + 2(m_1m_2E_1E_2)^{1/2}\cos\theta_{12} \quad (3)$$

θ_{12} ist der Winkel zwischen p_1 und p_2.

Aus (3) sieht man, daß die nichtlineare Beziehung zwischen E_1 und E_2 maximal zweideutig ist. Es liegt deshalb nahe, im Experiment die Energien beider Teilchen nachzuweisen. Damit vermeidet man eventuelle Doppeldeutigkeiten und reduziert die Zahl der zufälligen Koinzidenzen gegenüber dem Fall, daß nur an einem Teilchen eine Energiebestimmung durchgeführt wird.

Die Relativenergie zweier Teilchen ist gegeben durch

$$E_{ij} = \frac{(\vec{p}_i-\vec{p}_j)^2}{2\mu_{ij}} \quad , \quad \mu_{ij} = \frac{m_im_j}{m_i+m_j} \quad (4)$$

Jeder Energie E_1 entspricht bei festgehaltenen Winkeln eine bestimmte Relativenergie der übrigen beiden Teilchen. Für $E_{23} = f(E_1)$ erhält man

$$E_{23} = Q + \frac{m_p}{m_p+m_T}E_p - \frac{m_1+m_2+m_3}{m_2+m_3}E_1^c \quad (5)$$

Dabei ist E_1^c die Schwerpunktsenergie von Teilchen 1. Analoge Beziehungen erhält man für E_{12} und E_{31}. Man erkennt aus (5), daß für bestimmte E_1^c die Relativenergie zwischen zwei Teilchen gegen Null gehen kann.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt kann geschrieben werden als

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1} = \frac{2\pi\,\mu_p}{\hbar^2\,k_p}|M|^2\rho(E_1) \quad (6)$$

Dabei ist $|M|^2$ das Übergangsmatrixelement und $\rho(E_1)$ die Phasenraumdichte, definiert als Zahl der möglichen Endzustände pro Energie- und Winkelintervall. $|M|^2$ hängt nur vom Reaktionsmechanismus und der Struktur der beteiligten Systeme ab und wird später genauer untersucht. $\rho(E_1)$ ist gegeben durch

$$\rho(E_1)dE_1d\Omega_1d\Omega_2 = \frac{1}{(2\pi\hbar)^6} \cdot \frac{m_1m_2m_3P_1P_2}{m_2+m_3+\frac{m_2(\vec{P}_1-\vec{P})\vec{P}_2}{\vec{P}_2\vec{P}_2}}dE_1d\Omega_1d\Omega_2 \qquad (7)$$

dabei ist im Laborsystem $|\vec{P}| = (2m_pE_p)^{1/2}$ und im Schwerpunktsystem $|\vec{P}| = 0$ zu setzen.

4. Reaktionsmechanismen

4.1. Allgemeine Bemerkungen

Einen ausführlichen Überblick über mögliche Reaktionsmechanismen bei drei Teilchen im Endzustand findet man z. B. in den Arbeiten von Zupančič (Zup 64, Zup 65) oder Dietrich (Die 68). An dieser Stelle soll nur auf solche Prozesse eingegangen werden, die bei der hier vorhandenen Einschußenergie und den gemessenen Neutron-Proton-Korrelationen einen Beitrag liefern können.

Die verschiedenen Prozesse lassen sich anhand der folgenden Graphen diskutieren:

a) b) c) d) e)

Der Graph a) kennzeichnet den statistischen Zerfall. Er ist physikalisch nur denkbar, wenn sich aus Projektil und Targetkern vorher ein Compoundkern der Lebensdauer τ_1 gebildet hat. Die Energie- und Winkelkorrelationen der drei Teilchen im Endzustand sollten hier im wesentlichen durch die Phasenraumdichte ρ bestimmt sein. Solche Prozesse sind bis auf ganz spezielle Ausnahmen (Deh 64) bisher nicht beobachtet worden.

Die Graphen b), c) und d) kennzeichnen typische Stufenprozesse, die bei kleinen bis mittleren Einschußenergien überwiegen. Hier wird der Wirkungsquerschnitt durch die S- bzw. T-Matrix des Subsystems von jeweils zwei auslaufenden Teilchen bestimmt, die die Streuung zweier freier Teilchen beschreibt.

Hier sind zwei Fälle voneinander zu unterscheiden:

a) Die T-Matrix des Subsystems t_{ij} besitzt komplexe Pole für $k = k' - i\kappa$. Dabei ist k der Relativimpuls zwischen Teilchen i und Teilchen j. t_{ij} ist dann proportional einem Breit-Wigner-Term

$$t_{ij} \propto \frac{1}{E_{ij}-(E_R-i\Gamma/2)} \qquad (8)$$

$$\text{mit } E_R - i\Gamma/2 = \hbar^2/2m\cdot(k'-i\kappa)^2$$

und man erhält für den Gesamtwirkungsquerschnitt

$$d^3\sigma \propto \rho(E_1)\frac{1}{(E_{ij}-E_R)^2+\Gamma^2/4}\, d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1 \qquad (9)$$

In diesem Falle wird also im Zwischenkern ein Niveau der Energie $E^+ = E_R + E_s$ angeregt, das mit der Lebensdauer $\tau_2 = h/\Gamma$ zerfällt (Graph b). E_s bedeutet hier die Schwellenenergie für die Emission eines bestimmten Teilchens oder Clusters.

Der Graph c) beschreibt einen speziellen Fall des oben beschriebenen Reaktionsmechanismus: Hier sei τ_2, E_1 und E_2 so beschaffen, daß eine weitere Wechselwirkung zwischen Teilchen 1 und Teilchen 2 außerhalb der Reichweite der Wechselwirkung mit Teilchen 3 möglich wird. Ein solcher Prozeß ist unter dem Namen "proximity scattering" bekannt. Er wurde von Lang und Mitarbeitern erstmals nachgewiesen (LanM 66) und in meiner Diplomarbeit (Hom 67) ausführlich untersucht.

b) t_{ij} besitzt Pole κ auf der imaginären k-Achse. $\kappa>0$ entspricht gebundenen Zuständen der Teilchen i, j, $\kappa<0$ virtuellen Zuständen oder besser Antizuständen (Nus 59), da der Begriff "virtueller Zustand" in der Literatur

häufig auch für die oben beschriebenen Resonanzzustände benutzt wird.

Der Wirkungsquerschnitt kann für sehr kleine E_{ij} stark von in der Nähe liegenden gebundenen Zuständen oder Antizuständen bestimmt werden. Der Graph d) möge einen solchen Reaktionsablauf kennzeichnen. τ_2 verschwindet in diesem Falle. Das spezielle Beispiel der Neutron-Proton-Wechselwirkung wird im Abschnitt 4.2. ausführlicher erläutert.

Graph e) bezeichnet symbolisch einen sogenannten peripheren Prozeß, bei dem das Teilchen p nur mit einem Bestandteil t von T in Wechselwirkung tritt. Solche Prozesse sind bei der in diesem Experiment auftretenden niedrigen Einschußenergie unwahrscheinlich.

4.2. Singulett-Deuteron Problematik

Im Falle der Neutron-Proton-Wechselwirkung ist für t_{ij} die Nukleon-Nukleon-Streumatrix einzusetzen. Im folgenden sei die Nomenklatur festgelegt durch: Teilchen 1 ≡ Proton, Teilchen 2 ≡ Neutron, Teilchen 3 ≡ Restkern.

$$t_{12} \propto \frac{1}{k_{12}-(-i\kappa)} \qquad (10)$$

$i\kappa$ gibt die Lage des Pols auf der k-Achse an. Im Rahmen der "zero range" Näherung ist

$$\kappa = 1/a \qquad (11)$$

a ist die Nukleon-Nukleon-Streulänge. Man erkennt sofort, daß positiven Streulängen gebundene Zustände, negativen Streulängen Antizustände entsprechen. Der Wirkungsquerschnitt ist dann gegeben durch

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1} = C \frac{1}{k_{12}^2+\kappa^2}\rho(E_1) \qquad (12)$$

Er besitzt sein Maximum bei verschwindender Relativenergie

$E_{12} = k_{12}^2 h^2/2\mu$. Dieses Maximum ist umso stärker ausgeprägt, je größer die Streulänge, d. h. je kleiner κ^2, je näher die Energie des Zustands $E_s = \kappa^2 h^2/2\mu$ dem Ursprung ist. Beim Neutron-Proton-System liefert insbesondere der Beitrag der Singulett-Wechselwirkung, charakterisiert durch die große Streulänge bzw. den Antizustand des Neutron-Proton-Systems kurz unterhalb der Schwelle, ein starkes Ansteigen des Wirkungsquerschnitts bei kleinen Relativenergien. Nimmt man Korrekturen der effective range Näherung hinzu, so wird aus (12)

$$\frac{d\sigma^3}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1} = C \frac{a^2}{k_{12}^2 a^2 + (1-\frac{1}{2}k^2 a \cdot r_{eff})^2} \rho(E_1) \qquad (13)$$

Da im vorliegenden Fall aufgrund der Auswahlregeln das Neutron-Proton-Paar sowohl im Triplett- als auch im Singulett-Zustand vorliegen kann, wurde eine inkohärente Überlagerung beider Zustände entsprechend ihren statistischen Gewichten angenommen. Damit wird der Wirkungsquerschnitt proportional zu

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma^3}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1} &= C\Big(1/4 \frac{a_s^2}{k_{12}^2 a_s^2 + (1-1/2 k_{12}^2 a_s r_s)^2} \\ &\quad + 3/4 \frac{a_t^2}{k_{12}^2 a_t^2 + (1-1/2 k_{12}^2 a_t r_t)^2}\Big) \rho(E_1) \qquad (14) \\ &= C\, W^2(k_{12}^2) \rho(E_1).\end{aligned}$$

Für die Rechnungen wurden folgende Werte verwendet:

$$a_s = -23.7 \text{ fm}, \qquad r_s = 2.6 \text{ fm},$$
$$a_t = 5.38 \text{ fm}, \qquad r_t = 1.7 \text{ fm}.$$

Es wird sich zeigen, daß die inkohärente Überlagerung zusammen mit Parametern der freien Streuung hinreicht zur Beschreibung der Daten. Von Ebenhöh (Ebe 69) wurde darauf

hingewiesen, daß dies keine notwendige Beschreibung ist, sondern daß eine a priori geforderte - wenn auch aus rechnerischen Gründen kaum durchgeführte - kohärente Überlagerung mit eventuell abweichenden "effektiven Parametern" ebenfalls eine Anpassung ermöglichen könnte.

5. Meßapparatur

Zum Nachweis zweier der drei Endprodukte der Reaktion $^{10}B(\tau,np)^{11}C$, der Neutronen und Protonen, stand eine Apparatur zu Verfügung, die gestattete, koinzidente Neutron-Proton-Paare zu analysieren. Dabei wurde die Energie der geladenen Teilchen mit einem Halbleiterzähler-Teleskop nachgewiesen, die Energie der Neutronen aus ihrer Flugzeit für eine feste Wegstrecke s_n bestimmt. Diese Apparatur wurde in meiner Diplomarbeit (Hom 67) ausführlich beschrieben. Deshalb soll hier anhand eines Blockschaltbildes (Abb. 1) nur kurz ihre Funktionsweise erläutert werden.

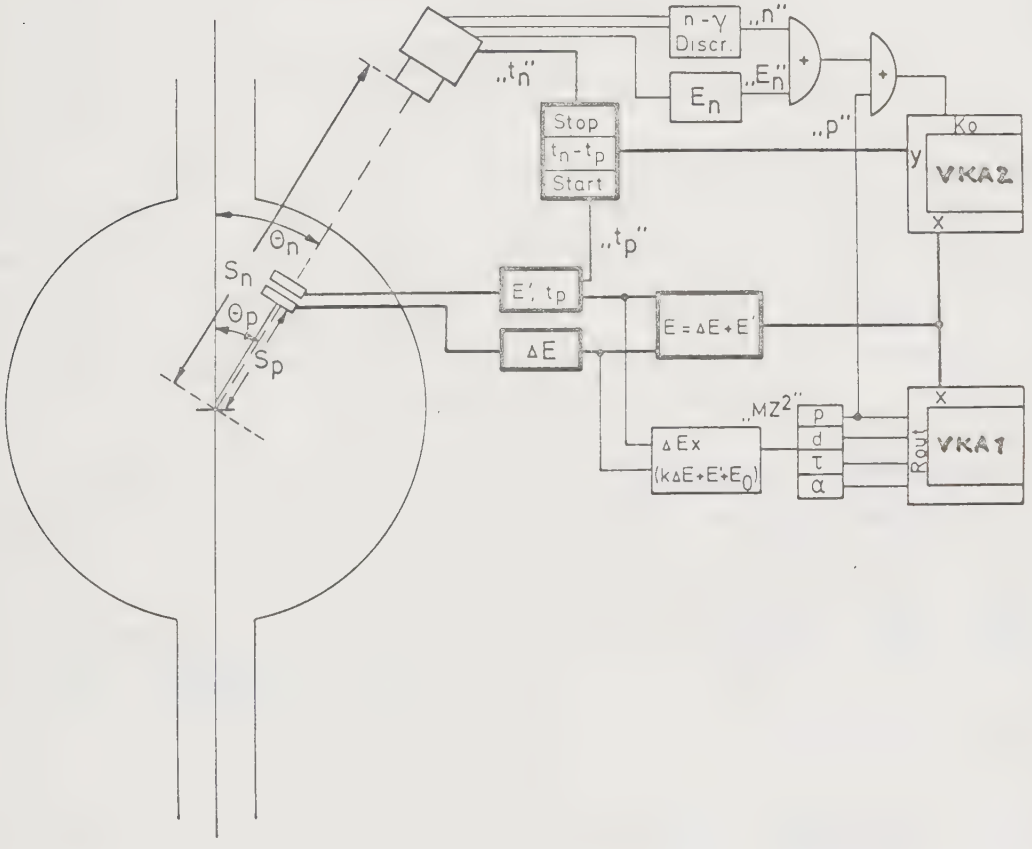

Abb. 1: Neutron-Proton-Koinzidenz Apparatur
(Erläuterungen siehe Text Seite 15)

Der τ^{++}-Strahl des 5.5 MV van de Graaff-Beschleunigers trifft kollimiert auf das Target in einer Vakuumkammer (Hom 67). Die geladenen Sekundärteilchen werden mit zwei Halbleiterdetektoren nachgewiesen, von denen der erste den für Teilchenart und -energie charakteristischen Energieverlust, der zweite die verbleibende Energie mißt. Die verstärkten Energiesignale beider Detektoren werden summiert und sind ein Maß für die gesamte, im Detektorsystem deponierte Energie. Außerdem wird aus beiden Signalen die Funktion $f = \Delta E(k\Delta E+E'+E_o)$ gebildet, die die Teilchenarten bezüglich ihrer Masse und Ladung klassifiziert (Hom 67). Die Energiesignale werden in einem Vielkanalanalysator (VKA 1), nach Teilchenart unterschieden, gespeichert.

Die Neutronen werden mithilfe eines organischen Flüssigkeitsszintillators (NE213) mit anschließendem Photomultiplier nachgewiesen und aufgrund ihrer unterschiedlichen Impulsform von Gammaquanten unterschieden (Rös 65).

Der E'-Detektor und der Photomultiplier liefern für jedes Ereignis zusätzlich ein "Zeitsignal". Ein Zeitimpulshöhenwandler mißt die Zeitdifferenz zwischen Proton und Neutron und damit die Neutronenflugzeit. Diese Flugzeitdifferenz und das Energiesignal werden auf den X- bzw. Y-Eingang eines zweidimensionalen Impulshöhenanalysators (VKA 2) gegeben.

Zur Unterdrückung zufälliger Koinzidenzen werden dort nur solche Ereignisse analysiert, die in den logischen Nebenkreisen als Neutron bzw. Proton identifiziert wurden.

Experimentelle Details sind auf der nächsten Seite tabellarisch zusammengefaßt.

Abstand Target-Neutronendetektor	ca. 55 cm
Abstand Target-Protonendetektor	12,5 cm
Raumwinkel des Neutronendetektors	$2.6 \cdot 10^{-2}$ steräd. ±5 %
Raumwinkel des Protonendetektors	$8.7 \cdot 10^{-4}$ steräd. ±10 %
Dicke des ΔE-Detektors	(15 - 25) µm^{+}
Dicke des E-Detektors	1000 µm
Dicke des Neutronendetektors	2"
τ^{++}-Stromstärke	(50 - 500) nA^{+}
Target	freitragend, 96 % angereichert
Targetdicke	(25 - 60) µg/cm^2
Zeitauflösung der Neutron-Proton-Koinzidenz	(1 - 3) ns^{++}
Energieauflösung im Halbleiterzähler-Teleskop	ca. 50 keV

Tab. 1: Dimensionierung und typische Daten der experimentellen Anordnung

$^{+}$bei verschiedenen Messungen

$^{++}$abhängig von der Energie

6. Messungen

6.1. Identifikation des Singulett-Deuterons

Da man für $E_{np} \to 0$ ein starkes Anwachsen des Wirkungsquerschnitts für Neutron-Proton-Paare erwartet, wurde für diese Messungen $\Theta_n = \Theta_p$ gewählt, da nur bei dieser Winkelkombination $\vec{p}_n$ gleich $\vec{p}_p$ sein kann und damit die Relativenergie gegen Null gehen kann.

Ein typisches zweidimensionales Spektrum zeigt Abb. 2:

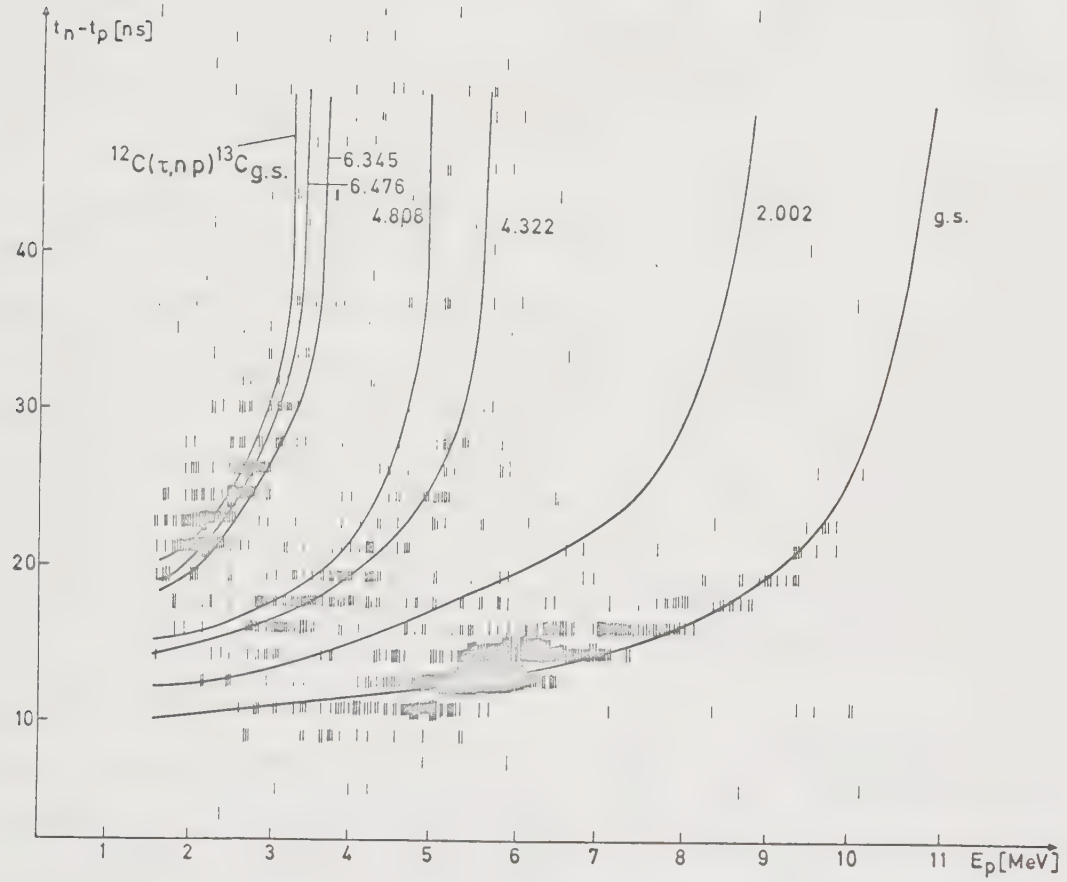

Abb. 2: Neutron-Proton-Koinzidenzspektrum
(Erläuterungen siehe Text)

In x-Richtung (128 Kanäle) ist die Protonenenergie, in

y-Richtung die Neutronenflugzeit aufgetragen. Die Intensität in z-Richtung wurde hier qualitativ durch eine der Zählrate in einem Kanal proportionalen Anzahl von Strichen aufgetragen. Die durchgezogenen Linien entsprechen den mithilfe von Formel (3) berechneten kinematischen Kurven für die verschiedenen Endzustände im ^{11}C und der Kurve für den Grundzustandsübergang der Reaktion $^{12}C(\tau,np)^{13}N$, die wegen der unvermeidlichen Verunreinigung des Targets mit Kohlenstoff auch auftritt. Leider ist dieser Übergang im Experiment energetisch nicht vom Übergang zum 5. angeregten Zustand im ^{11}C zu trennen.

Der Vergleich der Rechnung mit den gemessenen Daten macht deutlich, daß die Übergänge zum Grundzustand, 2. und 5. angeregten Zustand stark gegenüber Übergängen zum 1., 3. und 4. angeregten Niveau bevorzugt sind.

Zur Auswertung wurden die zweidimensionalen Spektren für jeweils einen Endzustand auf die Protonenachse projiziert.

Abb. 3 gibt ein Beispiel eines solchen Spektrums. Die durchgezogene Kurve ist das Ergebnis der Gleichung (14) für die entsprechende Winkelkombination im Laborsystem. Sie wurde für den Vergleich mit dem Experiment noch mit der Ansprechwahrscheinlichkeit des Neutronendetektors (SwaO 60, Nit 65, Jah 67) multipliziert. Die Konstante C wurde angepaßt. Die einzelnen Beiträge der Singulett- bzw. Triplett-Wechselwirkung, σ_s und σ_t, sind als punktierte Kurven eingezeichnet.

Das gemessene Spektrum ist - so legt der Vergleich der Messung mit der Rechnung nahe - mit den in Kapitel 4 beschriebenen Annahmen verträglich und zeigt, daß stark korrelierte Neutron-Proton Paare kleiner Relativenergien bei dieser Reaktion emittiert werden. Ursache dieser starken Korrelation ist, wie die Analyse zeigt, die große Singulett-Streulänge oder, anders ausgedrückt, die Existenz eines Antizustands im Deuteronsystem mit Spin 0 und Isospin 1 nahe der Schwelle für Aufbruch im Neutron und

Proton. Bei $E_{np} \approx 0$ liefert der Beitrag der Singulett-Wechselwirkung etwa 80 % der Gesamtintensität und fällt mit wachsender Relativenergie stark ab (links und rechts des Maximums), während der Beitrag der Triplett-Wechselwirkung über das ganze Spektrum nahezu konstant bleibt. Es ist deshalb sinnvoll, die Höhe des Maximums, d. h. die Zählrate an der Stelle $E_{np} = 0$, als repräsentativ für die Emission von Singulett-Deuteronen anzusehen. Die beiden scharfen Maxima bei $E_p \sim 5.6$ MeV und $E_p \sim 9.5$ MeV entsprechen sequentiellen Übergängen des unter a) in Kapitel 4.1. behandelten Typs. Es handelt sich dabei, wie man aus der Energie- und Winkelabhängigkeit dieser Linien schließt, um sequentielle Zerfälle über das 5.3 MeV Niveau im ^{12}N, (1), und das 20.47 MeV Niveau im ^{12}C, (2). Diese Übergänge werden in der Doktorarbeit von Hagen

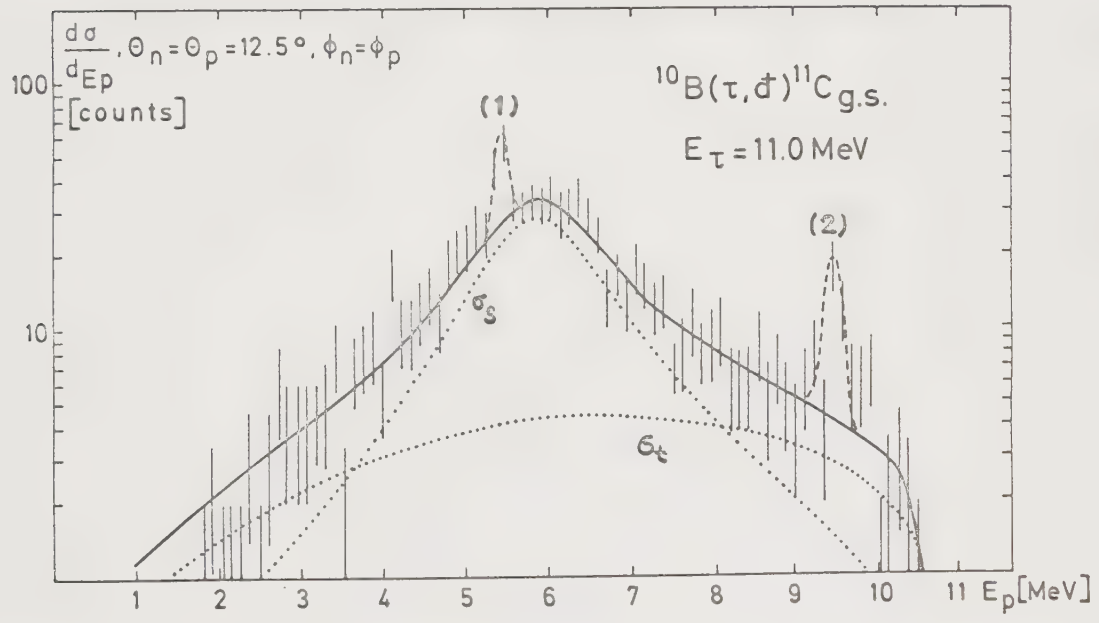

Abb. 3: Projektion eines zweidimensionalen Spektrums für den Grundzustandsübergang. Die durchgezogene Kurve kennzeichnet die Spektrenform, die man nach Gleichung (14) erwartet. Die punktierten Kurven weisen die einzelnen Beiträge σ_s und σ_t aus. An den Stellen (1) und (2) liegen starke sequentielle Übergänge über Zustände der Zwischenkerne ^{12}N und ^{12}C vor.

(Hag 70) behandelt.
Abb. 4 faßt Spektren bei verschiedenen Einschußenergien und Winkelkombinationen zusammen. Sie soll die unterschiedliche Winkel- und Energieabhängigkeit der sequentiellen Übergänge veranschaulichen und gleichzeitig den Befund erhärten, daß das breite Maximum der Emission von Singulett-Deuteronen entspricht. Die Form der Verteilung und vor allem die energetische Lage des Maximums werden bei allen Einschußenergien durch Gleichung (14) reproduziert, wobei nur die Normierungskonstante C jeweils angepaßt wurde.

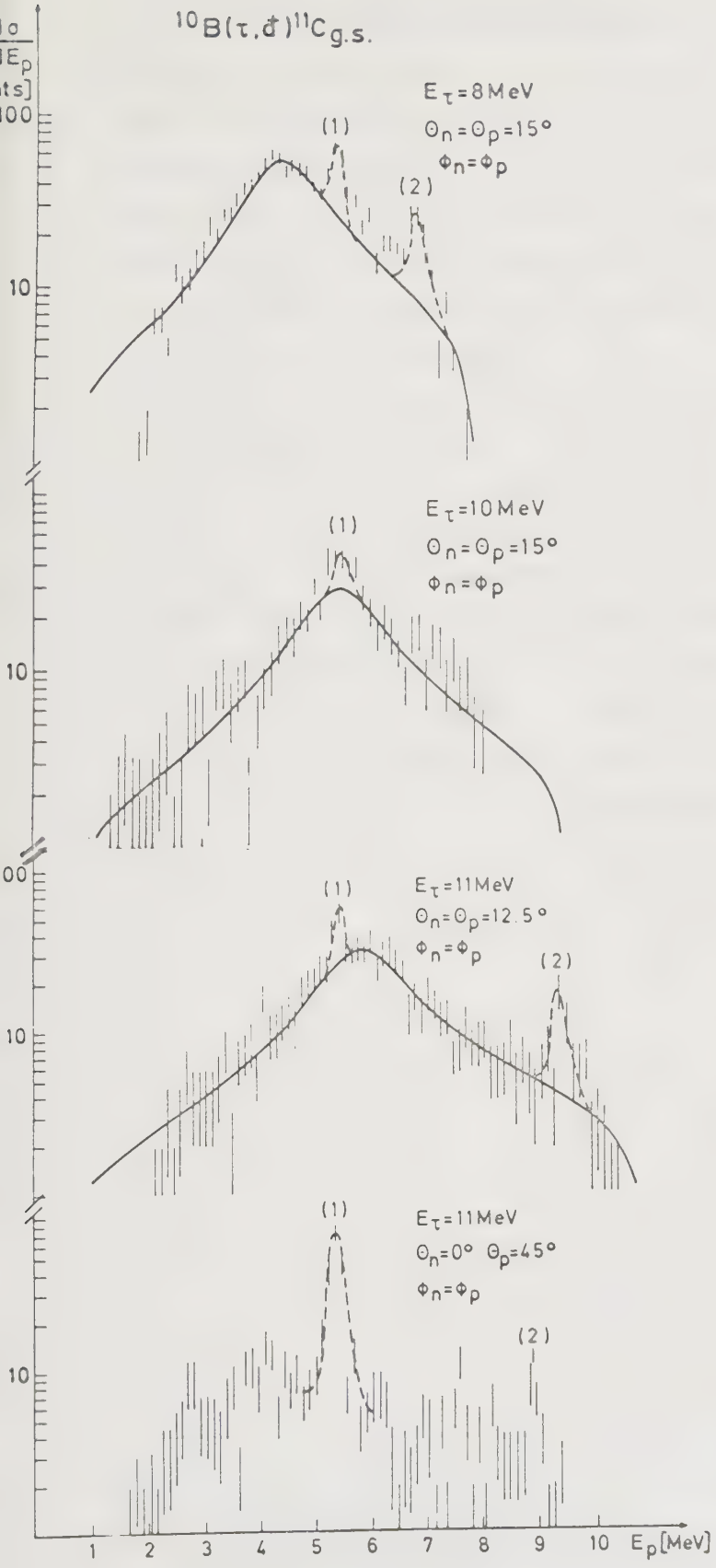

Abb. 4: Neutron-Proton-Koinzidenz-Spektren für den Grundzustandsübergang $^{10}B(\tau,n,p)^{11}C$.

Die eingezeichneten Kurven zeigen den theoretischen Verlauf des Spektrums bei Annahme von Singulett- und Triplett-Endzustandswechselwirkung im Neutron-Proton-System. Bei großen Relativwinkeln zwischen Neutron- und Protondetektor verschwindet das breite Maximum (unterstes Spektrum). Die energetische Lage des sequentiellen Übergangs (1) ist nur schwach abhängig von der Einschußenergie. Er entspricht der Reaktion

$$^{10}B+\tau \rightarrow {}^{12}\overset{*}{N}(5.3\ MeV)+n$$
$$\downarrow$$
$$^{11}C_{gs}+p$$

Die Energie des zweiten scharfen Maximums (2) ändert sich im gleichen Maße wie die Einschußenergie und muß deshalb dem Übergang

$$^{10}B+\tau \rightarrow {}^{12}\overset{*}{C}(20.47\ MeV)+p$$
$$\downarrow$$
$$^{11}C_{gs}+n$$

zugeschrieben werden.

6.2. Messung der Winkelverteilung $\sigma(\tau,d)(\theta)$, $\sigma(\tau,\vec{d})(\theta)$ und der elastischen Streuung $^{10}B(\tau,\tau)^{10}B$

Zur Messung der Winkelverteilung $\sigma(\tau,\vec{d})(\theta)$ wurden Neutron- und Protondetektor simultan relativ zur Einschußrichtung geschwenkt. Das Neutron-Proton-Koinzidenzspektrum wurde für $\theta_n = \theta_p$ von 12.5° bis 62.5° in Schritten von 5° bzw. 10° (Laborwinkel) aufgenommen. Dabei wurden mit dem Halbleiterdetektor-Teleskop, das die Protonen nachwies, gleichzeitig die $^{10}B(\tau,d)^{11}C$-Reaktion und die elastische Streuung $^{10}B(\tau,\tau)^{10}B$ gemessen. Bei einer $^3He^{++}$-Stromstärke von 40 nA (12.50°) bis 800 nA (62.5°) dauerte ein Meßpunkt 8 bis 12 Stunden. Für die $^{10}B(\tau,d)^{11}C$-Reaktion und die elastische Streuung wurden nachträglich Zwischenpunkte bestimmt. Für die spätere Absolutnormierung mithilfe des Wirkungsquerschnitts für die Rutherfordstreuung wurde die elastische Streuung der τ-Teilchen am gleichen Bortarget bei $E_\tau = 1.7$ MeV mit einem $^3He^+$-Strahl unter mehreren Winkeln – von 40° bis 80° in Schritten von 5° – gemessen.

7. Auswertung und Analyse

7.1. Die elastische Streuung $^{10}B(\tau,\tau)^{10}B$

Die Abbildung 5 zeigt den differentiellen Wirkungsquerschnitt $\sigma_{el}/\sigma_{Rutherford}$ der am ^{10}B elastisch gestreuten τ-Teilchen. Die Kurve gibt das Ergebnis einer Rechnung mithilfe des optischen Potentials wieder, bei der folgender Parametersatz (LüdW 68) benutzt wurde:

V [MeV]	r_V [fm]	a_V [fm]	W [MeV]	r_W [fm]	a_W [fm]
140	1.20	0.78	30.0	2.15	0.3

Die Übereinstimmung der Rechnung mit den gemessenen Daten ist in Anbetracht der kleinen Massenzahl des Targetkerns zufriedenstellend.

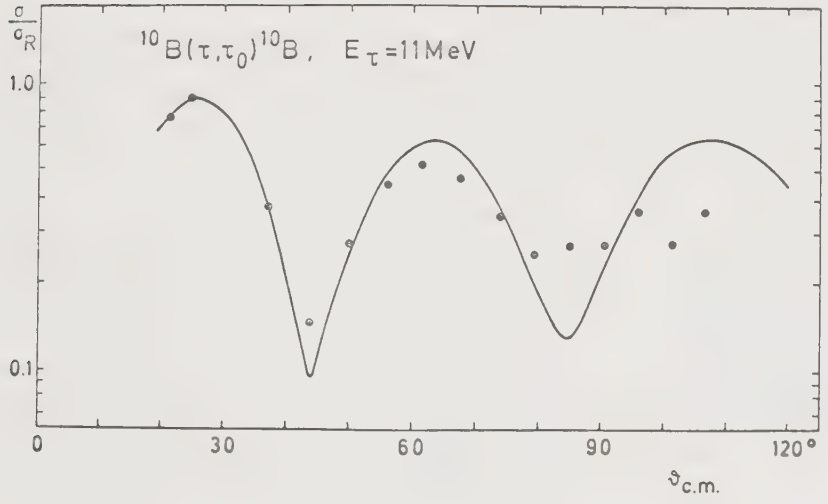

Abb. 5: Elastische Streuung $^{10}B(\tau,\tau)^{10}B$
Bei Winkeln kleiner als 20^0 (Laborsystem) war wegen der begrenzten Energieauflösung des Detektorsystems eine zuverlässige Trennung der Reaktionen $^{10}B(\tau,\tau)^{10}B$ und $^{12}C(\tau,\tau)^{12}C$ nicht möglich.

7.2. Die Reaktion $^{10}B(\tau,d)^{11}C$

Bei der Reaktion $^{10}B(\tau,d)^{11}C$ wurden nur die Übergänge zum Grundzustand, 2. (4.305 MeV), 5. (6.49 MeV) und 9. (8.42 MeV) angeregten Zustand stark besetzt. Alle anderen Übergänge waren - zumindest bei Winkeln kleiner als 30° - um den Faktor 3 bis 10 schwächer.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die ersten drei starken Übergänge ist in Abb. 6 dargestellt. Die durchgezogenen Kurven sind die mit dem Rechenprogramm "Julie" (BasD 62) gewonnenen DWBA-Wirkungsquerschnitte unter Verwendung des in 7. 1. erwähnten Parametersatzes für $^{10}B + \tau$ und folgender Parameter (FitJ 67) für den Ausgangskanal $^{11}C + d$.

V [MeV]	r_v [fm]	a_v [fm]	W [MeV]	r_w [fm]	a_w [fm]	V_{so} [MeV]
118.0	0.895	0.902	4.82	1.62	0.775	5.8

Als bound-state-Parameter wurden gewählt:

$$r_o = 1.25 \text{ fm}, \; a = 0.65 \text{ fm} \quad \lambda = 25$$

Die folgende Tabelle (Tab. 2) faßt die Ergebnisse der Analyse, die spektroskopischen Faktoren S_f bzw. Übergangsstärken $G_f = S_f(2J_f+1)/(2J_i+1)$ zusammen.

Zustand [MeV]	J_f^{π}	ℓ	j	S_f	G_f
0.0	$3/2^-$	1	3/2	0.88	0.5
4.305	$5/2^-$	1	1/2	0.2	0.17
6.48	$7/2^-$	1	1/2	0.56	0.72
8.42	$5/2^-$	1	1/2	0.46	0.4

Tab. 2: Spektroskopische Faktoren und Übergangsstärken für ^{11}C-Zustände aus der Reaktion $^{10}B(\tau,d)^{11}C$

Die absolute Größe der spektroskopischen Faktoren ist mit einem Fehler von ± 30 % behaftet, der sich aus der Absolutnormierung (± 15 % siehe Abschnitt 7.4.) und der Unsi-

cherheit des absoluten DWBA-Wirkungsquerschnitts in Abhängigkeit von der Wahl der Parameter des optischen Potentials (± 30 %) ergibt. Die Unsicherheit der relativen Stärken kann aus der Erfahrung und aus dem Vergleich der Rechnungen mit verschiedenen Potentialparametern zu ± 10 % abgeschätzt werden. Die relativen spektroskopischen Faktoren stimmen überdies mit den Werten, die aus der analogen (d,n)-Reaktion (Bom 70) ermittelt wurden, innerhalb dieser Fehlergrenzen überein.

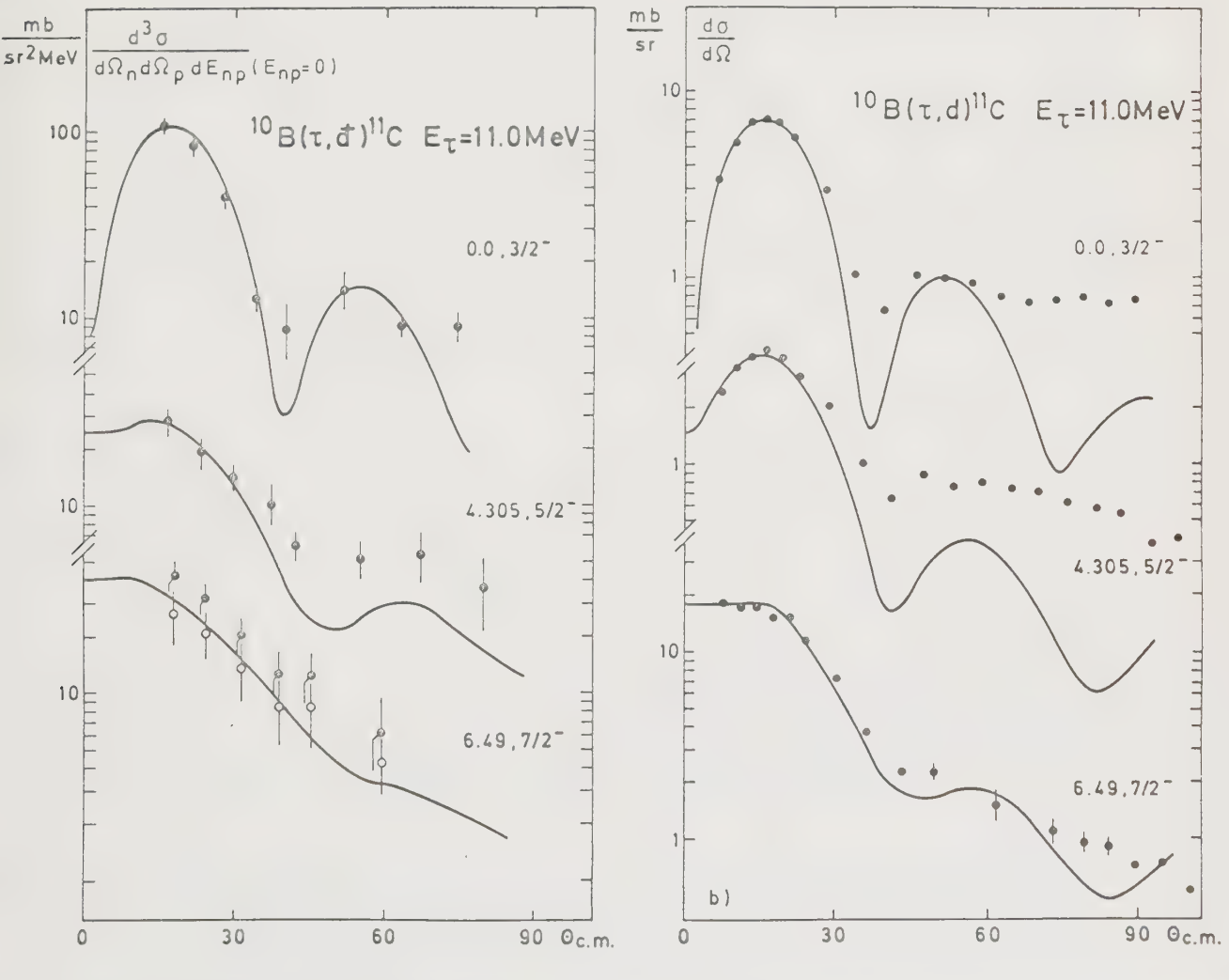

Abb. 6: Differentieller Wirkungsquerschnitt der Reaktionen $^{10}B(\tau,\bar{d})^{11}C$ und $^{10}B(\tau,d)\ ^{11}C$

7.3. Die Reaktion $^{10}B(\tau,\alpha)^{11}C$

Die zweidimensionalen Spektren wurden für jede Winkelkombination und jeden Übergang in der in Kapitel 6.1. beschriebenen Weise ausgewertet. In allen Fällen konnte die durch Gleichung (14) vorhergesagte Form des Spektrums reproduziert werden. Die Größe, die als repräsentativ für die Emission von Singulett-Deuteronen betrachtet werden kann, ist die Zählrate im Maximum der Verteilung, d. h. der Wirkungsquerschnitt an der Stelle $E_{np} = 0$ (siehe Abschnitt 6.1.). Dieser Wirkungsquerschnitt wurde als Funktion von E_p gemessen und hat wegen des nichtlinearen Zusammenhangs zwischen E_p und E_{np} (Gleichung 4) für die verschiedenen Übergänge unterschiedliche Form. Eine Transformation dieses Wirkungsquerschnitts in eine Funktion von E_{np} liefert für alle Übergänge Kurven gleicher Form, die sich nur noch durch ihren Maximalwert unterscheiden. Dieser Wert bezogen auf die Energieeinheit von E_{np} ist damit eine Größe, die als Wirkungsquerschnitt für die (τ,α)-Reaktion angesehen werden kann.

Die Größe $\frac{d^3\sigma}{d\Omega_p d\Omega_n dE_{np}} \equiv \sigma(\alpha)$ an der Stelle $E_{np} = 0$ wurde in Abhängigkeit von $\Theta = \Theta_n = \Theta_p$ aufgetragen (Abb. 6).

Der Übergang zum 5. angeregten Zustand war leider bei keinem Winkel vom Grundzustandsübergang der Reaktion $^{12}C(\tau,np)^{13}N$ zu trennen. Deshalb wurde hier die gesamte Zählrate in diesem Gebiet ermittelt; sie kann naturgemäß nur eine obere Grenze für den betrachteten Übergang darstellen. In Abb. 6, die alle Winkelverteilungen zusammenfaßt, ist diese obere Grenze bei dem entsprechenden Übergang durch ausgefüllte Kreise gekennzeichnet.

Die Winkelverteilungen $\sigma(\tau,\alpha)$ sind ähnlich strukturiert wie die Winkelverteilungen der entsprechenden Übergänge der (τ,d)-Reaktion; die experimentellen relativen Übergangsstärken sind jedoch stark voneinander unterschieden.

Die Ähnlichkeit der Struktur der Winkelverteilungen läßt

vermuten, daß die Größe C in Gleichung (14) im wesentlichen bestimmt wird durch das Reaktionsmatrixelement für den Übertrag eines Teilchens, d. h. durch ein ähnliches Matrixelement, das auch den Wirkungsquerschnitt der (τ,d)-Reaktion bestimmt.

Ein Versuch, diese Vermutung zu stützen, ist eine DWBA-Analyse der (τ,α)-Reaktion unter folgenden Voraussetzungen:

1.) Die Reaktion ist beschreibbar durch ein Gesamtmatrixelement, das sich faktorisieren läßt in einen Teil für den Übertrag eines Teilchens an den Targetkern und einen Teil, der die Endzustandswechselwirkung berücksichtigt.

2.) Das optische Potential für die Deuteronen im Ausgangskanal liefert ebenfalls eine hinreichende Näherung für die Wellenfunktion des Neutron-Proton-Paars kleiner Relativenergie.

Der differentielle DWBA-Wirkungsquerschnitt ist für die (τ,d)-Reaktion gegeben durch (BasD 62)

$$\frac{d\sigma}{d\Theta_d} = \frac{2\pi}{\hbar^2}\frac{\mu_\tau}{k_\tau}\rho(E_d)|T_{fi}|^2 = \frac{\mu_\tau\mu_d}{(2\pi\hbar^2)^2}\frac{k_d}{k_\tau}|T_{fi}|^2$$
$$= \frac{2J_f+1}{2J_i+1}N(\tau,d)S_f\sigma_{DW} = N(\tau,d)G_f\sigma_{DW} \qquad (15)$$

$\rho(E_d)$ Phasenraumfaktor für die (τ,d)-Reaktion

$N(\tau,d)$ Normierungskonstante, die den Überlapp von auslaufenden und einlaufenden Teilchen mißt. Sie hat nach Bassel (Bas 66) für die (τ,d)-Reaktion den Wert von 4.42.

Unter den Annahmen von 1. und 2. sollte der Wirkungsquerschnitt $\sigma(\tau,\alpha)$ im wesentlichen durch das gleiche T_{fi} wie die (τ,d)-Reaktion beschrieben werden, mit dem Unterschied, daß der Q-Wert für die (τ,α)-Reaktion um die Bindungsenergie des Deuterons ε_d = 2.227 MeV geringer ist.
Die Normierungskonstante $N(\tau,\alpha)$ ist unbekannt. Sie sei im

folgenden enthalten in der Größe C_1, die alle Konstanten zusammenfaßt.

$\sigma(\vec{d})$ läßt sich dann schreiben als

$$\sigma(\vec{d}) = \frac{2\pi}{\hbar^2}\frac{\mu_\tau}{k_\tau}|T_{fi}|^2\rho(E_{np}=0)$$

$$= C_1 W^2(\vec{d})_{E_{np}=o}\rho(E_{np}=o)\frac{1}{\rho(E_d)}G_f\sigma'_{DW}(\tau,d,Q=Q(\tau,d)-2.227)$$

$$= C_2\frac{k_n k_p}{k_d}G_f\sigma'_{DW} \qquad k_n=k_p=k_d/2$$

$$= C_3\sqrt{E_d}G_f\sigma'_{DW} \qquad (16)$$

σ'_{DW} wurde mit dem DWBA-code "Julie" berechnet, die spektroskopischen Faktoren den Ergebnissen der Analyse der (τ,d)-Reaktion entnommen. Die Konstante C_3 sollte unabhängig vom jeweiligen Übergang sein. Sie wurde für den Grundzustandsübergang angepaßt. Die durchgezogenen Kurven in Abb. 6 geben das Ergebnis wieder. Die experimentellen relativen Intensitäten der einzelnen Übergänge werden in ausgezeichneter Weise durch die Rechnung wiedergegeben. Dabei ist zu berücksichtigen, daß die Meßpunkte für den Übergang zum 5. angeregten Zustand (ausgefüllte Kreise) nur eine obere Schranke bedeuten. Hält man als Ergebnis der Analyse für den Grundzustand und 2. angeregten Zustand die Tatsache fest, daß die Deuteronen- und Singulett-Deuteronen-Emission in einem bestimmten Verhältnis stehen, so kann man aus der Stärke des Grundzustandsübergangs der $^{12}C(\tau,d)^{13}N$-Reaktion im Deuteronenspektrum grob den Anteil der $^{12}C(\tau,\vec{d})^{13}N$-Reaktion im zweidimensionalen Spektrum abschätzen und beim Übergang zum 5. angeregten Zustand der $^{10}B(\tau,\vec{d})^{11}C^*$-Reaktion abziehen. Die offenen Punkte in Abb. 6 zeigen das Ergebnis. Sie sind besser mit der theoretischen Kurve verträglich.

Die Analyse der relativen Übergangsstärken der $(\tau,\vec{d})$-Reak-

tion zeigt, daß die Größe C_3 unabhängig vom Winkel und vom Endzustand ist. Das ist zu erwarten, wenn die Voraussetzungen der Analyse im Experiment erfüllt sind.

Zum Vergleich des absoluten Wirkungsquerschnitts des Experiments mit theoretischen Vorhersagen, d. h. zur theoretischen Bestimmung des Verhältnisses $\sigma(d)/\sigma(\tau)$ sind umfangreiche Rechnungen erforderlich, wie sie im Falle der (p,pn)-Reaktion von Kolltweit und Nagatani (KolN 69) und für die (τ,pp)-Reaktion von Coker (Cok 66) sowie Henley und Lacy (HenL 67) durchgeführt wurden. Ein solches Rechenprogramm stand hier nicht zur Verfügung. Es war jedoch möglich, mithilfe einer Rechnung von Huby (Hub 67) das Verhältnis $\sigma(\tau,pn)/\sigma(\tau,d)$ grob abzuschätzen.

In einem Brief an Temmer hat Huby (Hub 67) unter den gleichen Voraussetzungen wie Kolltweit und Nagatani (KoltN 69) mit Berücksichtigung von Singulett- und Triplett-Wechselwirkung das Verhältnis $\sigma(p,pn)/\sigma(p,d)$ abgeschätzt. Zur Vereinfachung der Rechnungen hat er dabei den Rückstoß des Targetkerns vernachlässigt. Diese Vernachlässigung sollte jedoch nur einen geringen Einfluß auf das Ergebnis haben, da sie für beide Reaktionen (p,d) und (p,pn) in gleicher Weise wirkt. In der Schreibweise von Huby lautet der differentielle Wirkungsquerschnitt für die (p,d)-Reaktion:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_d} = \frac{3v_d}{v_{p_o}} \frac{m_n^2 \alpha}{(2\pi\hbar^2)^2} |M(k_d)|^2 \qquad (17)$$

v_d und v_{p_o} sind die Geschwindigkeiten des auslaufenden Deuterons und des einlaufenden Protons.
m_n ist die Nukleonenmasse, α hängt mit der Bindungsenergie des Deuterons ε_d zusammen über die Gleichung

$$\varepsilon_d = \hbar^2 \alpha^2 / m_n \qquad (18)$$

Betrachtet man auslaufende Neutron-Proton-Paare der (p,pn)-Reaktion und setzt

$$\vec{k} = (\vec{k}_n - \vec{k}_p)/2, \quad \vec{\kappa} = \vec{k}_n + \vec{k}_p \tag{19}$$

so ist der Wirkungsquerschnitt $\sigma(\vec{k}_n, \vec{k}_p)$ für die Emission eines Neutrons in den Raumwinkel $d\Omega_n$ und eines Protons in den Raumwinkel $d\Omega_p$ im Energieinterwall dE_p gegeben durch

$$d\sigma(\vec{k}_n,\vec{k}_p) = \frac{v_n v_p m_n^4}{(2\pi)^4 \hbar^7 v_{p_o}} \{3/4 \frac{a_t^2}{1+a_t^2 k^2} + 1/4 \frac{a_s^2}{1+a_s^2 k^2}\} |M(\kappa)|^2 d\Omega_n d\Omega_p dE_p \tag{20}$$

Diese Formel ist bis auf die oben erwähnte Vernachlässigung des Rückstoßes des Targetkerns und der effektiven Reichweite r_{eff} identisch mit Gleichung (14).

Als ein Maß der Neutron-Proton-Paare, die in die gleiche Richtung wie die Deuteronen emittiert werden und die damit mit der Deuteronenemission unter einem bestimmten Winkel verglichen werden können, kann die Integration von (20) über alle Neutronenwinkel und alle Protonenenergien angesehen werden. Diese Integration wurde von Huby durchgeführt unter der Annahme, daß $|M(\kappa)|^2$ konstant bleibt und mit $|M(k_d)|^2$ gleichgesetzt werden kann. Dabei ist

$$k_d^{*2} = k_d^2 - 2\mu_d \varepsilon_d / \hbar^2$$

Als Ergebnis der Integration gibt Huby an

$$d\sigma(\Omega_p) = \frac{m_n k_d^2 |M(k_d^*)|^2}{4(2\pi)^2 \hbar^3 v_{p_o}} d\Omega_p, \qquad \Omega_d = \Omega_p, \; k_d \| k_p \tag{21}$$

Vergleicht man (21) mit (17), so erhält man

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_p} = \frac{k_d}{6\alpha} \frac{d\sigma}{d\Omega_d} = 1/3\sqrt{E_d/\varepsilon_d} \frac{d\sigma}{dd\Omega_d}(k_d^*) \tag{22}$$

Da sich im Rahmen der DWBA-Theorie Reaktionen, bei denen

ein Teilchen übertragen wird, bei unterschiedlichen Geschoßteilchen nur durch Spin- und konstante Normierungsfaktoren unterscheiden, folgt aus (22) für den Vergleich der (τ,pn)- mit der (τ,d)-Reaktion sofort

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_p} = \sqrt{E_d/\varepsilon}\frac{d\sigma}{dd\Omega_d}(k_d) = 1.88 \cdot G_f N(\tau,d)\sigma'_{DW} \qquad (23)$$

Für den Grundzustandsübergang erwartet man also im Maximum der Winkelverteilung - $N(\tau,d) = 4.42$, $G_f = 0.5$, $\sigma'_{DW} = 2.36$ - einen Wirkungsquerschnitt von

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_p}\right)_{gs} = 9.8 \text{ mb} \qquad (24)$$

Im Experiment ist $d\sigma/d\Omega_p$ nicht direkt bestimmt worden, sondern nur die Größe

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_n d\Omega_p dE_p}(E_{np} = 0)$$

Die Analyse der Protonenspektren hat jedoch gezeigt, daß Gleichung (20) bis auf eine anzupassende Konstante für alle gemessenen Winkelkombinationen das Meßergebnis reproduziert.

Nimmt man an, daß Gleichung (20) das Meßergebnis für alle möglichen Winkelkombinationen richtig wiedergibt, so folgt

$$d\sigma(\vec{k}_n,\vec{k}_p)_{exp} = \frac{\left\{\frac{d\sigma}{d\Omega_n d\Omega_p dE_p}(E_{np} = 0)\right\}_{exp}}{\left\{\frac{d\sigma}{d\Omega_n d\Omega_p dE_p}(E_{np} = 0)\right\}_{theo}} d\sigma(\vec{k}_n,\vec{k}_p) \qquad (25)$$

Setzt man (23) in (21) ein, so folgt unter Berücksichtigung

von (20)

$$d\sigma(\Omega_p)_{exp} = \frac{\sigma(E_{np}=0)_{exp}}{\sigma(E_{np}=0)_{theo}} \frac{m_n k_d^2 |M(k_d^*)|^2}{4(2\pi)^2 \hbar^3 v_{p_o}} d\Omega_p$$

$$= \sigma(E_{np}=0)_{exp} \frac{(2\pi)^4 \hbar^7 v_{p_o}}{v_n^2 m_n^4 (3/4a_t^2 + 1/4a_s^2) |M(k_d^*)|^2}$$

$$\times \frac{m_n k_d^2 |M(k_d^*)|^2}{4(2\pi)^2 \hbar^3 v_{p_o}} d\Omega_p$$

$$= \sigma(E_{np}=0)_{exp} \cdot 10.3 \; d\Omega_p \qquad (26)$$

Im Maximum der Winkelverteilung beträgt

$$\sigma(E_{np}=0)_{exp} = 0.8 \text{ mb/(sterad.}^2 \cdot \text{MeV}(E_p)) \qquad (27)$$

Man erhält damit für das Strippingmaximum

$$\sigma_{exp}(\Theta_p) = 0.8 \cdot 10.3 = 8 \text{ mb/sterad.} \pm 25\ \%^+$$

Das stimmt in ausgezeichneter Weise mit dem erwarteten Wert von 9.8 mb/sterad. (24) überein.

+ Fehler folgt aus der Absolutnormierung und der Unsicherheit für den Wert des spektroskopischen Faktors (siehe Kapitel 7.2. und 7.4.).

7.4. Absolutnormierung

Da das Bortarget stark mit Kohlenstoff, Sauerstoff und - durch das Aufdampfen aus einem Wolframschiffchen - mit Wolfram verunreinigt war, schied eine Bestimmung des absoluten Wirkungsquerschnitts aus Raumwinkel, Teilchenstrom und Targetdicke wegen der großen Ungenauigkeit bei der Ermittlung der letzten Größe aus.

Nimmt man an, daß das schwere Element Wolfram homogen auf dem Target verteilt ist, bietet sich in diesem Fall ein anderer Weg an: Bei Einschußenergien, die etwa einen Faktor 2 unter dem Coulombwall für ^{10}B und τ liegen, sollte die elastische Streuung von τ-Teilchen an ^{10}B in hinreichender Näherung durch die Rutherford-Streuformel beschrieben werden. Die Analyse der Meßwerte der elastischen Streuung bei 1.7 MeV Einschußenergie und Winkeln zwischen 40° und 80° im Laborsystem ergab, daß der Wirkungsquerschnitt innerhalb der statistischen Fehler der Meßwerte von 3 % gut durch diese Formel beschrieben wird. Da bei der Einschußenergie von E_τ = 11 MeV die elastische Streuung am Wolfram ebenfalls mit hinreichender Genauigkeit durch die Rutherfordstreuung angenähert werden kann, läßt sich der Reaktionswirkungsquerschnitt durch den Vergleich zweier Messungen bei niedriger und hoher Energie am gleichen Target in einfacher Weise ermitteln.

Bei der niedrigen Energie gilt für eine Messung der elastischen Streuung unter einem Winkel Θ_τ

$$\frac{Z_W}{Z_B} = \frac{\sigma_R^W(\Theta,E)N_W}{\sigma_R^B(\Theta,E)N_B} \qquad (28)$$

$Z_{W,B}$ Zählrate der an W bzw. B gestreuten τ-Teilchen

$\sigma_R^{W,B}(\Theta,E)$ Rutherfordwirkungsquerschnitt für die Streuung von τ der Schwerpunktsenergie E an W bzw. B

$N_{W,B}$ Zahl der W- bzw. B-Streuzentren im Target

Bei der Einschußenergie von 11 MeV und einem Detektor unter dem Winkel Θ läßt sich das Verhältnis bilden:

$$\frac{Z_W}{Z_{d_o}} = \frac{\sigma_R^W(\Theta,E)N_W}{\sigma_{d_o}(\Theta)N_B} \qquad (29)$$

Z_{d_o} = Zählrate der Deuteronen des Grundzustandsübergangs der Reaktion $^{10}B(\tau,d_o)^{11}C$

$\sigma_{d_o}(\Theta)$ absoluter Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{10}B(\tau,d_o)^{11}C$ unter dem Winkel Θ

Aus (28) läßt sich N_W/N_B angeben. Damit findet man durch Einsetzen dieses Wertes in (29) sofort $\sigma_{d_o}(\Theta)$.

Der Fehler dieser Absolutnormierung liegt etwa bei ± 10 %. Es gehen hier im wesentlichen die Zählratenstatistik und die Unsicherheit in der Bestimmung des Reaktionswinkels ($\Delta\Theta = \pm 0.2^o$) ein. Die Unsicherheit in der Relativnormierung zwischen der (τ,d) und der (τ,d)-Reaktion wird durch folgende Faktoren bestimmt:

Ansprechwahrscheinlichkeit der Neutronen	± 10 %
Neutronenraumwinkel	± 5 %
Unsicherheit in der Abschätzung der im Halbleiterdetektor und in der Kammerwand absorbierten Neutronen	± 10 %

Damit erhält man für die Relativnormierung der Wirkungsquerschnitte der Reaktionen (τ,d) und (τ,np) einen Fehler von ± 15 %.

8. Diskussion

Als bemerkenswertestes Ergebnis dieser Arbeit muß festgehalten werden, daß der theoretische Ansatz zur Analyse der Reaktion $^{10}B(\tau,\bar{\tau})^{11}C$ offensichtlich mit dem Experiment verträglich ist. Dieser Ansatz basiert in erster Linie auf der Annahme von Watson (Wat 52), daß sich das Reaktionsmatrixelement faktorisieren läßt in einen Teil, der den Erzeugungsprozeß des Endzustands mit drei Teilchen beschreibt, - im vorliegenden Fall der Protonenübertrag an den Targetkern, beschrieben durch die DWBA-Theorie - und einen Teil, der die Endzustandswechselwirkung zweier Teilchen - hier Wechselwirkung von Neutron und Proton - mithilfe von Parametern der Streuung zweier freier Teilchen charakterisiert.

Dieses Ergebnis ist nicht trivial; es scheint vielmehr eine Beobachtung zu bestätigen, die bei der Analyse von Reaktionen mit drei Teilchen im Endzustand mit dem Ziel der Extraktion von 2-Teilchen-Parametern - im wesentlichen Nukleon-Nukleon-Streulängen - mithilfe der Migdal-Watson-Theorie gemacht wurde. In einer Arbeit von Slaus (Sla 67), die alle wichtigen Ergebnisse zu dieser Problematik zusammenfaßt, wurde festgestellt, daß die aus Reaktionen mit drei Teilchen im Endzustand gewonnenen Parameter umso besser mit den Parametern der freien Streuung übereinstimmen, je mehr man den Erzeugungsprozeß für den 3-Teilchen-Endzustand als "peripheren" Prozeß ansehen kann, d. h. umso geringer der Überlapp der beiden wechselwirkenden Teilchen mit dem dritten Teilchen ist. Die in dieser Arbeit vorliegende direkte Strippingreaktion erfüllt gerade die Forderung eines peripheren Prozesses zur Erzeugung des Endzustands mit drei Teilchen. Damit wird das Ergebnis in gewisser Weise verständlich.

Das experimentelle Material ist allerdings zu gering, um aus dem Ergebnis mehr zu folgern als die Konsistenz des Meßergebnisses mit bestimmten Modellvorstellungen des Reaktionsmechanismus für dieses spezielle Beispiel. Die ausgezeichnete Übereinstimmung von Theorie und Experiment kann zufällig

sein, insbesondere, wenn man berücksichtigt, welch grobe Vernachlässigungen bei der theoretischen Analyse gemacht wurden. Das gilt besonders für den Vergleich des absoluten Wirkungsquerschnitts der (τ,pn)-Reaktion mit der theoretischen Vorhersage.

Die Analyse der von Johansson (Joh 64) gemessenen Reaktion $e^- + \tau \rightleftarrows \begin{matrix} d+p \\ n+p+p \end{matrix}$ von Griffy und Oakes (GriO 65), deren Ergebnis von Bassel (Bas 66) für die Bestimmung des Überlapps des τ mit dem Deuteron und damit zur Berechnung der Normierungskonstanten der (τ,d)-Reaktion verwendet wurde, liefert für die beiden verschiedenen Ausgangskanäle "d" und "pn" nur um 10 % verschiedene Kopplungskonstanten und läßt demnach in etwa gleiche Normierungskonstanten für die (τ,pn)- und die (τ,d)-Reaktionen erwarten. Das in dieser Arbeit mithilfe der Rechnungen von Huby gefundene Ergebnis widerspricht dieser Erwartung nicht. Eine ausführliche theoretische Analyse ist jedoch dringend erforderlich.

Der Vergleich der experimentellen Ergebnisse der (p,pn)-Reaktion an verschiedenen Targetkernen von Cohen und Mitarbeitern (CohM 69) mit einer ausführlicheren, jedoch auf den gleichen Annahmen über den Reaktionsmechanismus beruhenden Rechnungen von Kolltweit und Nagatani (KolN 69) lieferte für einige Übergänge und einige Targetkerne eine sehr gute Übereinstimmung von Theorie und Experiment, während andererseits auch bisher nicht erklärte Diskrepanzen auftraten. Leider sind in diesen Fällen experimentelle Unsicherheiten nicht auszuschließen. Für die (τ,d)-Reaktion könnte aus diesem Grunde auch erst eine systematische Analyse dieses Reaktionstyps an verschiedenen Targetkernen weiteren Aufschluß geben.

Trotz des relativ großen experimentellen und theoretischen Aufwands bei der Messung und der Interpretation erscheint eine solche Untersuchung aus folgenden Gründen sinnvoll: Kann das im Falle der Reaktion $^{10}B(\tau,pn)^{11}C$ gefundene Ergebnis durch eine exaktere theoretische Analyse des vorliegenden

Experiments und die Untersuchungen von Reaktionen gleichen Typs an anderen Targetkernen verifiziert werden, beschreibt also der vorhandene theoretische Formalismus Reaktionen dieser Art mit hinreichender Genauigkeit, bieten sich sofort einige Beispiele an, bei denen sich aus der Untersuchung der oben erwähnten Reaktionen wichtige neue Information gewinnen läßt. Aus der Messung von Teilchen-Teilchen-Endzustandswechselwirkung nach direkten Reaktionen könnte man mit einiger Zuverlässigkeit 2-Teilchen-Parameter extrahieren, die einer direkten Messung nicht zugänglich sind. Das bemerkenswerteste Beispiel wäre etwa die Neutron-Neutron-Streulänge aus einer (t,nn)-Reaktion.

In Spezialfällen kann das Singulett-Deuteron ein äußerst nützliches "Teilchen" für die Spektroskopie bedeuten, da es den Spin 0 und den Isospin 1 hat. Man kann damit Zustände im Endkern anregen, die aufgrund von Auswahlregeln mit anderen Teilchen nicht erreichbar sind, etwa T = 3/2 Zustände im Endkern bei einem Targetkern mit T = 0.

Zum anderen bietet sich die Möglichkeit, den Einfluß eines Lane-Terms (t,T) im optischen Potential, wie er von Tamura (Tam 67) vorgeschlagen wurde, auf ein Teilchen mit t = 1 zu untersuchen.

Findet man unter Benutzung der vorhandenen Theorie keine konsistente Übereinstimmung von Theorie und Experiment, müßte ein solches Ergebnis unter Umständen auch zu Konsequenzen für den theoretischen Formalismus für die konventionellen Reaktionen mit zwei Teilchen im Endzustand führen.

Literaturverzeichnis

Bas 66 — R. H. Bassel,
Phys. Rev. 149,3 (1966), 791

BasD 62 — R. H. Bassel, R. M. Drisko und G. R. Satchler,
Oak Ridge National Laboratory Report (Preliminary), "The Code Julie", ORNL 3240 (1962)

BowG68 — J. E. Bowcock, N. H. Gangas,
Phys. Lett. 26 B (1968) 349

Bom 70 — J. Bommer,
Diplomarbeit, HMI 1970

CohM 69 — B. L. Cohen, E. C. May, T. M. O'Keefe, C. L. Fink,
Phys. Rev. 179 (1969) 962

Cok 66 — W. R. Coker, Ph. D. Dissertation,
University of Georgia, 1966

DehK 64 — D. Dehnhard, D. Kamke, P. Kramer,
Annalen d. Phys. 14 (1964) 201

Die 68 — K. Dietrich, Theorie der Dreikörperreaktionen,
Institutsbericht II. Institut für Experimentalphysik, Abteilung van de Graaff, Hamburg (1968)

Ebe 69 — W. Ebenhöh, private Mitteilung

FitJ 67 — W. Fitz, R. Jahr, R. Santo,
Nucl. Phys. A 101 (1967) 449

GriO 65 — T. A. Griffy, R. J. Oakes,
Rev. Mod. Phys. 37,3,(1965) 402

Hag 70 — M. Hagen,
Dissertation, HMI Berlin 1970

HenL 67 — E. M. Henley, C. E. Lacy,
Phys. Rev. 160,4 (1967) 835

Hom 67 — H. Homeyer,
Diplomarbeit, HMI Berlin (1967)

Hub 67 — R. Huby, private Mitteilung

Jah 67 — U. Jahnke,
Diplomarbeit, HMI Berlin (1967)

Joh 64 — A. Johansson,
Phys. Rev. 135, (1964) B 1161

KolN 69 — K. Koltveit, K. Nagatani,
Nucl. Phys. A 124 (1969) 287

Kuh 68 — W. R. Kuhlmann,
BMwF-Forschungsbericht K 68-06 (1968)

LanM 66 — J. Lang, R. Müller, W. Wölfli, R. Bösch, P. Marmier,
Nucl. Phys. 88 (1966) 576

LüdW 68	H. Lüdecke, H. Werner, Tan Wan-Tjin, J. Zimmerer, Nucl. Phys. A 109, (1968) 676
Nus 59	H. M. Nussenzweig, Nucl. Phys. 11 (1959) 499
Ols 65	G. G. Olsen, Nucl. Instr. & Meth. 37 (1965) 240
Rös 66	G. Röschert, Diplomarbeit, HMI Berlin 1966
Sla 67	I. Slaus, Rev. Mod. Phys. 39,3 (1967) 580
SwaO 60	C. D. Swartz und G. E. Owen in J. B. Marion und J. L. Fowler, Fast Neutron Physics, Interscience Publishers Inc., New York (1960) 211
Tam 67	T. Tamura, International Conference on Nuclear Structure, Tokio (1967) 228
Wat 52	K. M. Watson, Phys. Rev. 88 (1952) 1163
Zup	Č. Zupančič, Herzegnovi Lectures (1964), Vol. I
Zup 65	Č. Zupančič, Rev. Mod. Phys. 37 (1965) 330

Diese Arbeit wurde im Sektor Kernphysik des Hahn-Meitner-Instituts für Kernforschung durchgeführt.
Herr Prof. Dr. K. H. Lindenberger förderte die Arbeit durch reges Interesse.
Die Herren W. Bohne, M. Hagen, Dr. K. H. Maier, H. Lettau, Dr. H. Morgenstern und Priv. Doz. Dr. J. A. Scheer halfen mir bei der Durchführung der Messungen.
Von ihnen sowie von den Herren F. Sichelschmidt und Priv. Doz. Dr. R. Lipperheide erhielt ich wertvolle Anregungen durch Diskussionen.
Herr D. Renner und seine Mitarbeiter sorgten dafür, daß der Beschleuniger in ausgezeichneter Weise unseren experimentellen Anforderungen genügte. Herr Lauch entwickelte Teile der Meßelektronik. Fräulein I. Lang fertigte die graphischen Darstellungen an.
Meine Frau stellte das Manuskript her.

Ihnen allen, insbesondere Herrn Dr. J. A. Scheer, sei herzlich gedankt.

Lebenslauf

Am 28. 8. 1940 wurde ich als Sohn des Kaufmanns Heinrich Homeyer und seiner Ehefrau Käthe, geb. von Rhein, in Unna/Westf. geboren.

Nach einer vierjährigen Grundschulzeit an der Gemeinschaftsschule Heeren-Werve, Kreis Unna, von 1947 bis 1951, besuchte ich das Städtische Neusprachliche Gymnasium Kamen und legte dort im März 1960 die Reifeprüfung ab.

Vom Sommersemester 1960 an studierte ich Physik an der Freien Universität Berlin, bestand im Mai 1963 die Prüfung zum Vordiplom der Physik und begann im Februar 1965 unter der Leitung von Prof. Dr. K. H. Lindenberger im Hahn-Meitner-Institut für Kernforschung Berlin meine Diplomarbeit über das Thema "Energie- und Winkelkorrelation von Protonen und Neutronen bei der Reaktion $^{12}C(d,pn)^{12}C$". Im Juli 1967 legte ich die Diplomprüfung an der Freien Universität Berlin ab und begann anschließend mit der Anfertigung meiner Dissertation.

Von September 1967 bis März 1968 war ich mit der Wahrnehmung einer Assistentenstelle am 4. Physikalischen Institut der Freien Universität Berlin für das physikalische Anfängerpraktikum beauftragt.

Seit Dezember 1968 bin ich wissenschaftlicher Assistent am Sektor Kernphysik des HMI. Dort war ich vorzugsweise mit Untersuchungen von Transferreaktionen an leichten Kernen, Teilchenkorrelationen und neutroneninduzierten Prozessen beschäftigt. Außerdem widmete ich mich der Betreuung von Diplomarbeiten und dem Ausbau der elektronischen Meßtechnik in Zusammenarbeit mit dem Sektor Elektronik des HMI.

Ich bin verheiratet und habe zwei Kinder.